

Въ одномъ изъ засѣданій физико-математическаго Отдѣленія г. директоръ физическаго кабинета адъюнктъ кн. Б. Б. Голицынъ представилъ нижеслѣдующій отчетъ о тѣхъ преобразованіяхъ и измѣненіяхъ, которыя были сдѣланы въ 1894 году въ физическомъ кабинетѣ Императорской Академіи наукъ.

Все помѣщеніе физическаго кабинета отремонтировано вновь и приведено въ порядокъ, при чемъ старое помѣщеніе кабинета расширено присоединеніемъ къ нему трехъ новыхъ комнатъ, вновь отдѣланныхъ и приспособленныхъ къ точнымъ физическимъ измѣреніямъ. Въ этомъ новомъ помѣщеніи, находящемся въ нижнемъ этажѣ зданія Академіи и соединенномъ новою лѣстницей съ прежнимъ помѣщеніемъ кабинета, устроены 5 большихъ прочныхъ устоевъ, отдѣленныхъ совершенно отъ пола, и основанія которыхъ заложены на большой глубинѣ. Эти устои предназначены къ предохраненію точныхъ измѣрительныхъ приборовъ, какъ напр., гальванометровъ, электрометровъ и пр. отъ сотрясеній, происходящихъ отъ ѣзды по улицѣ; опытъ показалъ, что они въ совершенно достаточной мѣрѣ удовлетворяютъ своему назначенію. Кромѣ того, чтобы упрочить установку другихъ приборовъ, въ помѣщеніи лабораторіи устроены 8 каменныхъ толстыхъ консолей, вѣдѣнныхъ непосредственно въ стѣну; въ разныхъ же комнатахъ установлены еще въ плоскости пола новыя каменныя плиты, уложенныя на кирпичной кладкѣ, покоящейся на сводахъ. При установкѣ плитъ обращено особое вниманіе на то, чтобы плиты были совершенно отдѣлены отъ балокъ и отъ пола, для чего всѣ прежнія плиты сняты и переложены вновь.

Во всемъ помѣщеніи физическаго кабинета устроено вновь электрическое освѣщеніе, а равно установлены въ разныхъ комнатахъ зажимы, отъ которыхъ можно брать непосредственно токъ отъ центральной электрической станціи Академіи наукъ или отъ аккумуляторовъ физиологической лабораторіи. Разность потенціаловъ у зажимовъ приблизительно 100 и 50 вольтъ, провода же рассчитаны на силу тока въ 50 и 15 амперъ. На равнѣ съ установкой электрическихъ проводовъ значительно расширенъ и имѣющійся газопроводъ, въ виду того, что при производствѣ многихъ изслѣдованій чрезвычайно важно имѣть постоянно въ своемъ распоряженіи газъ. При установкѣ арматуръ къ электрическому освѣщенію и газовыхъ трубъ обращено вниманіе, чтобы въ сосѣдствѣ съ тумбами

и консолями не было бы никакихъ желѣзныхъ частей, могущихъ оказать вредное дѣйствіе при производствѣ нѣкоторыхъ болѣе тонкихъ измѣреній.

Всѣмъ приборамъ, хранившимся въ физическомъ кабинетѣ, произведена ревизія, при чемъ съ разрѣшенія Физико-математическаго отдѣленія многіе старые и испорченные приборы исключены изъ шнуровой книги кабинета и хранятся теперь въ запасѣ. Остальные же приборы размѣщены по комнатамъ и въ шкафахъ по соотвѣтствующимъ отдѣламъ, при чемъ имѣющіеся запасы стеклянныхъ, химическихъ, столярныхъ и механическихъ принадлежностей, штативовъ, столовъ и пр. значительно увеличены.

Въ виду имѣвшихся остатковъ и благосклоннаго содѣйствія Августѣйшаго Президента, изъявившаго готовность отпустить заимообразно физическому кабинету 3000 рублей, равно и чрезъ обмѣнъ нѣкоторыхъ прежнихъ приборовъ, явилась возможность увеличить инвентарь физическаго кабинета приобрѣтеніемъ многихъ новыхъ приборовъ. Важнѣйшіе изъ вновь приобрѣтенныхъ приборовъ суть слѣдующіе:

- 1) Вѣсы отъ Rurpcht'a на 600 gr.; точность 0,1 mgr.
 - 2) Пружинные вѣсы и разные разновѣсы.
 - 3) Насосъ Cailletet на 1000 атм. отъ Société gènevoise.
 - 4) Гелиостатъ системы Гамбея отъ Fuess'a.
 - 5) Большой микроскопъ отъ Reichert'a.
 - 6) Спектроскопъ à vision directe Гофмана отъ Krüss'a.
 - 7) Большой спектрометръ съ двумя микроскопами, отсчитывающими секунды дуги отъ Krüss'a.
 - 8) Интерференціонный рефрактометръ Jamin'a отъ Duboscq'a.
 - 9) Большой проэкціонный фонарь съ принадлежностями съ регуляторомъ Duboscq'a отъ Duboscq'a.
 - 10) Рядъ ахроматическихъ чечевицъ отъ Steinheil'a и труба отъ Edelmann'a.
 - 11) Totalrefractometer Кольрауша отъ Krüss'a.
 - 12) Вращающееся зеркало Foucault (30,000 оборотовъ въ минуту) съ часовымъ механизмомъ отъ Société gènevoise.
 - 13) Вращающіяся зеркала.
 - 14) Нормальный термометръ отъ Fuess'a ($\frac{1}{10}^{\circ}$ C).
 - 15) Электрическая машина Wimshurst'a отъ Ducretet.
 - 16) Электрическая калильная печь отъ Ducretet.
 - 17) Гальванометръ Du-Bois—Rubens'a отъ Keyser и Schmidt'a.
 - 18) Приборъ Вейнгольда.
 - 19) Переносный вольтметръ
 - 20) 4 разныхъ амперометра
- } отъ Hartmann u. Braun'a.
- Заказаны, но еще не получены:
- 21) Точные вѣсы на 200 gr. отъ Nemetz'a съ новыми приспособленіями.
 - 22) Баллистическій гальванометръ D'Arsonval'a
 - 23) Электродинамометръ по Кольраушу
 - 24) 2 большихъ реостата на 4 и 12 амперъ отъ Сименса.
- } Отъ Hartmann и Braun'a.

Приступлено къ расширенію имѣвшейся при физическомъ кабинетѣ небольшой физической библіотеки, для чего кабинетомъ приобрѣтено много новыхъ сочиненій. Кромѣ того, благодаря крайне любезному вниманію и содѣйствію директора II отдѣленія библіотеки академика К. Г. Залемава, выписано много новыхъ книгъ и журналовъ; множество же сочиненій и журналовъ, исключительно физическаго содержанія, переведено на храненіе изъ библіотеки Академіи въ физическій кабинетъ, что значительно облегчаетъ всякія литературныя справки и изысканія.

Въ настоящее время въ библіотекѣ физическаго кабинета числится болѣе 900 томовъ и находятся новѣйшіе нумера слѣдующихъ періодическихъ изданій:

- 1) Annalen der Physik und Chemie.
 - 2) Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie.
 - 3) Fortschritte der Physik.
 - 4) Archives des sciences physiques et naturelles.
 - 5) Sitzungsberichte der Wiener Akademie.
 - 6) Comptes rendus de l'Académie des Sciences.
 - 7) Journal de Physique.
 - 8) Philosophical Magazine.
 - 9) Nuovo Cimento.
 - 10) Zeitschrift für Instrumentenkunde.
 - 11) Zeitschrift für physikalische Chemie.
 - 12) Журналъ русскаго физико-химическаго общества.
 - 13) Вѣстникъ опытной физики.
 - 14) Rivista scientifico-industriale.
 - 15) Математическій сборникъ.
 - 16) Метеорологическій вѣстникъ.
 - 17) Bolletino mensile dell' Osservatorio centrale.
- Съ будущаго года будутъ еще получаться:
- 18) Electrotechnische Zeitschrift.
 - 19) Proceedings of the Royal Society.
 - 20) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.

Въ текущемъ году на мѣсто лаборанта при физическомъ кабинетѣ поступилъ кандидатъ Юрьевскаго университета И. Т. Гольдбергъ; для производства же разныхъ механическихъ работъ приглашенъ механикъ Г. Абрамъ, занимавшійся въ теченіи отчетнаго года какъ исправленіемъ старыхъ, такъ и постройкой новыхъ физическихъ приборовъ.

Кромѣ того, въ занятіяхъ лабораторіи съ осени 1894 года принимаетъ, по собственному желанію, участіе кандидатъ Юрьевскаго университета баронъ Э. Штакельбергъ, занятый въ настоящее время своими собственными изслѣдованіями по вопросу о растворимости солей подъ очень большими давленіями.

Zur Theorie der Verbreiterung der Spectrallinien.

Von Pr. **B. Galitzine.**

(Vorgelegt am 22. März 1895.)

Zur Erklärung der Erscheinung, dass die charakteristischen Spectrallinien eines glühenden Gases bei Vermehrung der Dichte des ausstrahlenden Körpers und Steigerung der Temperatur etwas breiter werden (wenigstens eine Temperaturerhöhung diese Verbreiterung begünstigt) und zwar bei fortgesetztem Comprimieren in ein Banden- und schliesslich in ein continuirliches Spectrum übergehen sollen, sind verschiedene Theorien aufgestellt worden.

Lippich ¹⁾ betrachtet das Molecül eines Gases als ein schwingungsfähiges System, und würde man weiter annehmen, dass der Bau desselben so beschaffen ist, dass ihm zwei oder mehrere aber wenig von einander verschiedene Schwingungsdauern zukommen, so könnte die Breite einer Spectrallinie wohl erklärt werden, nicht aber die thatsächlich eintretende *Verbreiterung* derselben beim Variieren der Druck- und Temperatur-Verhältnisse. Deshalb und in Hinsicht auf das Spectrum eines ideellen Gases, in welchem die Molecüle vollkommen freie elastische Systeme sein sollen, weist Lippich diese Erklärung zurück und sucht die Verbreiterung der Linien auf die translatorischen Bewegungen der Molecüle unter Anwendung des Doppler-Fizeau'schen Principis zurückzuführen. Diese Annahme giebt, wie leicht einzusehen ist, eine gute, wenn auch nicht vollständige, Erklärung von dem Einflusse der Temperatur. In der That, je höher die Temperatur ist, desto grösser wird die mittlere Geschwindigkeit der Molecüle und in Folge dessen desto grösser auch die Änderung der scheinbaren Wellenlänge des ausgestrahlten Lichtes. Es müsste aber die Ausbreitung einer Spectrallinie nach dieser Theorie auf beiden Seiten, zu grösseren und kleineren λ , gleichmässig erfolgen, was jedoch mit der Beobachtung nicht in vollem Einklange steht. Was den Einfluss des Druckes auf die Breite einer Spectrallinie betrifft, so weiss die Lippich'sche Theorie, wenigstens für ein ideelles Gas, keine befriedigende Erklärung zu geben, was wohl von Lippich selbst

¹⁾ Pogg. Ann. 139, p. 465 (1870).

anerkannt wird²⁾. Freilich macht er am Schlusse seiner Abhandlung darauf aufmerksam, dass, wenn ein Gas in seinem Verhalten vom Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetz etwas abweicht, der Druck wohl einen Einfluss auf die Breite einer Spectrallinie ausüben kann.

Zöllner in seiner Abhandlung «Über den Einfluss der Dichtigkeit und Temperatur auf die Spectra glühender Gase»³⁾ geht von der Betrachtung der Kirchhoff'schen Gesetze über Emission und Absorption aus. Seine Resultate können kurz folgendermaassen zusammengefasst werden.

Bedeute E_λ , die zur Wellenlänge λ gehörige Lichtmenge, welche von einem Gase von der Dichte σ von der Flächeneinheit senkrecht ausgestrahlt wird, E_λ und A_λ die entsprechenden auf die Einheit der Dichte bezogenen Emissions- und Absorptionsvermögen, so ist bekanntlich

$$E_{\lambda\sigma} = [1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] \frac{E_\lambda}{A_\lambda},$$

wo $\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e$ das Emissionsvermögen eines absolut schwarzen Körpers bedeutet.

Ist $\sigma = 1$, so haben wir einfach $E_{\lambda\sigma} = E_\lambda$, d. h. eine merkliche Emission kann nur an den Stellen vorhanden sein, wo E_λ , folglich, da e als eine continuirliche Function von λ anzunehmen ist, auch A_λ merklich von Null verschieden ist. Dieser Fall entspricht einem stark ausgeprägten Linienspectrum.

Mit wachsendem σ convergiert, da A_λ kleiner als 1 ist, der vorige Ausdruck gegen seinen Grenzwert e , welchen er für $\sigma = \infty$ annehmen würde; d. h. das Linienspectrum würde allmählig in ein continuirliches Spectrum übergehen, was nöthiger Weise eine vorangehende Verbreiterung der einzelnen Spectrallinien voraussetzt. Je grösser der Absorptionscoefficient ist, desto rascher convergiert voriger Ausdruck, desto grösser wird auch die Verbreiterung der Linien.

Diese letzte Bemerkung ist von besonderer Wichtigkeit, da sie uns sofort über eine Asymmetrie in der Verbreiterung der Spectrallinien Aufschluss geben kann. Es wird nämlich eine Spectrallinie auf der Seite hauptsächlich sich ausbreiten, zu welcher ein stärkeres Absorptionsvermögen gehört, was mit den Beobachtungen an Natronlinien in Übereinstimmung steht. Ausserdem wird, da bei einer Steigerung der Temperatur das Emissions- und folglich im Allgemeinen auch das Absorptionsvermögen wächst, ein discontinuirliches Spectrum durch Steigerung der Dichtigkeit um so schneller

2) L. c., p. 476.

3) Pogg. Ann. 142, p. 88 (1871).

Физ.-Мат. срп. 398,

sich in ein continuirliches verwandeln, je höher die Temperatur des glühenden Gases ist.

Der hier beschriebenen Theorie schliesst sich auch Wüllner unmittelbar an, dem wir noch sehr viele Beobachtungen auf diesem Gebiete zu verdanken haben⁴⁾.

Die erwähnte Theorie liefert also eine einfache Erklärung für die Verbreiterung der Spectrallinien bei Steigerung des Druckes und der Temperatur, so wie auch für eine etwaige Asymmetrie in den Hauptzügen der Erscheinung; es lassen sich jedoch Einwände gegen dieselbe erheben, welche weiter bei Besprechung der Kayser'schen Abhandlung näher erörtert werden mögen.

Lommel⁵⁾ nimmt an, dass die Körperatome unter dem Einfluss einer periodisch erregenden Kraft bestimmte Schwingungen ausführen; die Kraft, welche ausserdem jedes Atom nach seiner Gleichgewichtslage zurückzieht, soll nach steigenden Potenzen der Verschiebung von der Gleichgewichtslage entwickelbar sein; weiter sollen die Körpertheilchen einen ihrer Geschwindigkeit proportionalen Widerstand erfahren. Integriert man die Differentialgleichung, welche eine solche Bewegung darstellt, so gelangt man zu dem Resultat, dass die Körperatome theilweise gedämpfte Schwingungen ausführen und zwar dass die Eigenschwingung jedes Atoms sich durch folgende Function darstellen lässt:

$$Ne^{-kt} \cdot \sin(rt + \psi).$$

Hierin bedeuten k die Dämpfungsconstante und $r = \frac{2\pi}{\tau}$, wenn τ die Periode der gedämpften Schwingung ist. Bedeute noch T die Periode, welche dem Atom, im Falle es ohne Widerstand schwingen könnte, eigen wäre, und ist dabei $p = \frac{2\pi}{T}$, so ergibt sich

$$r^2 = p^2 - k^2,$$

also

$$\tau > T.$$

Das heisst, die dieser Schwingungszahl entsprechende Wellenlänge findet sich etwas gegen das rothe Ende des Spectrums verschoben.

Gedämpfte sinusartige Schwingungen, d. h. pendelartige Schwingungen mit veränderlicher Amplitude sollen kein homogenes Licht darstellen;

4) Vergl. z. B. Wied. Ann. 8, p. 590 (1879).

Wied. Ann. 34, p. 647 (1888).

Wied. Ann. 38, p. 619 (1889).

Lehrbuch der Experimentalphysik. 4. Aufl. Bd. II, §§ 48, 49 und 50.

5) Wied. Ann. 3, p. 251 (1878).

Физ.-Мат. срп. 399.

deshalb zerlegt Lommel mittelst des Fourier'schen Satzes diese gedämpfte Schwingung in ein unendliches Continuum von ungedämpften pendelartigen Schwingungen von allen möglichen Schwingungszahlen von $-\infty$ bis $+\infty$, und gelangt zum folgenden Ausdruck:

$$e^{-kt} \sin(rt + \psi) = \frac{k}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin[(r+z)t + \psi]}{k^2 + z^2} dz.$$

Aus dieser Formel würde unmittelbar folgen, dass das von einem unter dem Einflusse eines Widerstandes schwingenden Körperatom ausgestrahlte Licht nicht mehr homogen ist, sondern durch das Prisma in ein continuirliches Spectrum ausgebreitet wird, welches sich von der der Hauptschwingungszahl r entsprechenden Stelle aus nach beiden Seiten hin um so weiter ausdehnt, je grösser der Widerstandscoefficient k ist.

Für den vollkommenen Gaszustand nimmt Lommel $k = 0$ an, folglich muss das diesem Falle entsprechende Spectrum eine scharfe helle Linie enthalten. Mit wachsender Dichte des Gases soll k merklich werden, in Folge dessen erleidet die helle Spectrallinie eine Verbreiterung nach der weniger brechbaren Seite hin.

• Gegen die angeführte Theorie möchte ich folgende Einwände machen.

Um eine Verbreiterung der Spectrallinien unter der Einwirkung eines stärkeren Druckes zu erklären, ist man, wie gesagt, genöthigt anzunehmen, dass k mit wachsender Dichte ebenfalls wächst, dass also der Widerstand, welchen ein Körperatom bei seinen Bewegungen erfährt, grösser wird. Stellt man sich auf den Standpunkt der kinetischen Gastheorie, so wird man jedoch kaum sich vorstellen können, wie eine solche Einwirkung des Druckes stattfinden kann; man wird wohl eher geneigt sein anzunehmen, dass, wenn man den Fall beträchtlicher Verdichtungen ausschliesst, bei grösseren Drucken die Körperatome ebenso frei schwingen können, wie im ideellen Gaszustande, wenigstens so lange das Boyle-Mariotte'sche Gesetz seine Gültigkeit behält. Was weiter den Einfluss der Temperatur betrifft, so giebt die Lommel'sche Theorie dafür keine Erklärung.

Die ganze Theorie stützt sich auf die Bewegung der Körperatome selber. Nun müssen dieselben, um überhaupt Lichtschwingungen erregen zu können, nach der erwähnten Theorie ungeheuer rasche Schwingungen ausführen, was doch schwerlich mit dem Begriffe von der Trägheit der Materie sich vereinigen lässt. Diese Schwierigkeit ist jedoch leicht zu beseitigen: man dürfte nur annehmen, dass nicht das Atom oder Molecül selbst, sondern *etwas* in ihnen schwingt, eine Ansicht, welche in der electromagnetischen Lichttheorie wohl vertreten wird.

Stellt man sich auf den Standpunkt der letzterwähnten Theorie, so wird man wohl erkennen, dass der Grundsatz Lommel's, nämlich dass Lichtschwingungen gedämpfte Sinusschwingungen sind, als vollständig richtig anzusehen ist, da ein electromagnetisches Schwingungssystem in Folge der Strahlung unbedingt eine gewisse Dämpfung erfahren soll. Nun würde aber in diesem Falle eine Dämpfung eben so bei einem Gase im ideellen, wie auch im stark verdichteten Zustande stattfinden, was jedoch der Annahme, dass k für ideelle Gase gleich Null sei, offenbar widersprechen würde.

Ausserdem möchte ich auf die folgende Schwierigkeit aufmerksam machen. Jedes körperliche Atom würde nach der erwähnten Theorie, wenn es sich selbst überlassen bliebe, in der That eine gedämpfte Lichtschwingung aussenden. Denkt man sich aber ein Gas im thermischen Gleichgewicht, indem der Verlust an Energie in Folge der Strahlung immer durch eine entsprechende Energiezufuhr ersetzt wird, was thatsächlich beim Leuchten der Gase in einer Geissler'schen Röhre stattfinden muss, so wird die Energie jedes einzelnen strahlenden Atoms im Mittel doch constant bleiben; in Folge dessen wird die Amplitude der Schwingung keine dauernde Schwächung erleiden können, d. h. die wahrnehmbare Strahlung müsste dieselben Eigenschaften besitzen, als ob sie wirklich von ungedämpften Schwingungen herstammte. Mit anderen Worten, beim thermischen Gleichgewicht müssen die Lichtschwingungen doch als *ungedämpft* betrachtet werden.

Weiter wäre noch Folgendes zu bemerken. Wenn man auch eine Dämpfung zugeben würde, so fragt es sich noch, ob die Zerlegung einer gedämpften Schwingung in eine unendliche Anzahl ungedämpfter nach dem Fourier'schen Satze eine wirkliche physikalische Bedeutung besitzt; möglicherweise ist das nur ein mathematischer Kunstgriff, eine mathematische Umformung, welche man nicht weiter physikalisch interpretieren darf. Auf jedem Falle ist eine Zerlegung von $-\infty$ an nicht gestattet, da negative Schwingungsperioden überhaupt keine physikalische Bedeutung haben können⁶⁾.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, dass obgleich die Lommel'sche Theorie unmittelbar auf eine Asymmetrie in der Verbreiterung der Spectrallinien führt, dieselbe doch, wegen des Einflusses der Dämpfungsconstante k auf die Schwingungsperiode τ , *immer* zu Gunsten der weniger brechbaren Seite des Spectrums ausfallen wird, eine Thatsache, welche, obgleich sie meistens zutrifft, doch nicht mit allen Beobachtungen in Übereinstimmung steht⁷⁾.

6) Vergl. weiter unten Jaumann.

7) Vergl. Müller. Pogg. Ann. 150, p. 311 (1873).

Ebert. Wied. Ann. 34, p. 68 (1888).

Kayser. Wied. Ann. 42, p. 316 (1891).

Wüllner. Lehrbuch der Experimentalphysik. 4. Aufl., Bd. II, p. 307 und andere.

In jüngster Zeit hat Jaumann selbständig eine Theorie der Verbreiterung der Spectrallinien aufgestellt⁸⁾, die jedoch in ihren Hauptzügen mit der Lommel'schen identisch ist. Die Grundannahme Jaumann's besteht darin, dass die Lichtemission unter starker Dämpfung erfolge. Diese gedämpfte Schwingung zerlegt er ebenfalls nach dem Fourier'schen Satze in ein unendliches Continuum ungedämpfter Sinusschwingungen von veränderlicher Amplitude; ein wesentlicher Unterschied gegen die Lommel'sche Behandlungsweise besteht jedoch darin, dass Jaumann die erwähnte Zerlegung nur für positive Schwingungsperioden ausführt, was ohne Zweifel physikalisch viel mehr begründet ist. Folglich ist auch der Einwand, welchen Jaumann in dieser Beziehung gegen die Lommel'sche Theorie erhebt, völlig berechtigt. Nun wird aber bei dieser neuen Zerlegung das Maximum der Amplitude nicht mehr wie bei Lommel bei der Periode der gedämpften Schwingung liegen, sondern zwischen dieser und der Periode der ungedämpften Schwingung sich befinden.

Da diese Theorie ebenso wie die Lommel'sche sich unmittelbar auf die Grundannahme einer gedämpften Sinusschwingung stützt, so wären die Einwände, welche gegen die Lommel'sche Theorie erhoben sind, auch auf die Jaumann'sche Erklärungsweise sofort auszudehnen, freilich mit Ausnahme derjenigen Bemerkung, welche sich auf die Unzulässigkeit negativer Schwingungszahlen bezieht.

Zum Schlusse sei noch erwähnt, dass Jaumann den absoluten Werth der Dämpfungsconstante für einige Fälle berechnet hat und für dieselbe eine relativ sehr grosse Zahl findet. Die emittirten Lichtschwingungen würden also sehr rasch verklingen, was jedoch mit der Möglichkeit, Interferenzen bei grossen Gangunterschieden herzustellen im Widerspruch stehen würde. Um ähnliche Schwierigkeiten zu beseitigen, ist Jaumann in der That genöthigt, eine besondere Excitationsursache zu betrachten, welcher er eine bestimmte Periode zuschreibt. Diese Hypothese steht in nahem Zusammenhang mit dem, was ich früher gesagt habe, nämlich, dass bei Herstellung des Gleichgewichtszustandes durch beständige Zufuhr von Energie die gedämpften Schwingungen doch als ungedämpft erscheinen werden; ein Verklingen derselben wäre folglich nicht zu befürchten und hohe Interferenzen doch völlig herstellbar.

Wir haben schon gesehen, dass eine Erklärung der Erscheinung der Verbreiterung der Spectrallinien, nämlich die, welche von Lippich herrührt, sich auf die Anwendung des Doppler-Fizeau'schen Principes stützt. Dieselben Ansichten wurden auch von Lord Rayleigh⁹⁾ und

8) Wied. Ann. 53, p. 832 (1894) und 54, p. 178 (1895).

9) Nature 8, p. 474 (1873).

Физ.-Мат. стр. 402.

Pfaundler¹⁰⁾ vertreten. Nun hat sich Ebert¹¹⁾ die Aufgabe gestellt, die Resultate dieser Theorie mit den Beobachtungen zu vergleichen. Bedeute u die mittlere Geschwindigkeit der leuchtenden Gasmoleküle, V die Geschwindigkeit des Lichtes, so erkennt man leicht, dass die Breite b einer zur Wellenlänge λ gehörigen Spectrallinie sich unter Anwendung des Doppler-Fizeau'schen Principes durch folgende Formel darstellen lässt:

$$b = 2\lambda \frac{u}{V}.$$

Diese Formel giebt einen unteren Werth für die Ausbreitung einer Spectrallinie, erstens, weil u die *mittlere* aus der kinetischen Gastheorie sich ergebende Geschwindigkeit der Moleküle bedeutet, in der That aber auch grössere Geschwindigkeiten unter den Molekülen vorkommen werden; zweitens, weil die wechselseitige Einwirkung benachbarter Moleküle, die sich in ihrer gegenseitigen Wirkungssphäre befinden, bei diesen Betrachtungen vernachlässigt wird. Diese Wechselwirkung muss jedoch die Periode, welche jedem Theilchen im Freien zukommt, beeinflussen, abändern und folglich eine weitere Verbreiterung der Linien herbeiführen. Diese Bemerkung Ebert's ist von besonderer Wichtigkeit, und ich komme auf dieselbe bald wieder zurück. Ausserdem hat Ebert bei der Berechnung der Spectralbreiten für die Temperatur des leuchtenden Gases, von welcher u unmittelbar abhängt, relativ kleine Werthe genommen: so z. B. die Temperatur des leuchtenden Wasserstoffs einfach gleich 0° C. gesetzt.

Um näheren Aufschluss über die thatsächliche aus den Beobachtungen sich ergebende Breite einer Spectrallinie zu haben, hat Ebert die Methode der hohen Interferenzen angewandt. Bei Vergleichung der beobachteten und der hohen Interferenzen berechnet Spectralbreiten ergibt sich, dass obgleich nach dem Vorhergesagten die berechneten Breiten nur untere Grenzen darstellen sollten, dieselben doch viel grösser ausfallen, als die in Wirklichkeit beobachteten. Der Unterschied ist sogar so bedeutend, dass man mit Ebert gezwungen ist anzunehmen, dass obgleich das Doppler-Fizeau'sche Princip für die Bewegung ganzer leuchtender Massen sich als gültig erwiesen hat, es doch nicht ohne Weiteres auf die Bewegung der einzelnen Moleküle angewandt werden darf.

Dieses Resultat beweist unmittelbar, dass die Anwendung des erwähnten Principes zur Erklärung der Verbreiterung der Spectrallinien unzulässig ist; auf andere mögliche Einwände habe ich schon bei der Betrachtung der Lippich'schen Theorie aufmerksam gemacht.

10) Wien. Ber. 76 (II), p. 852 (1877).

11) Wied. Ann. 36, p. 466 (1889).

Физ.-Мат. стр. 403.

Kayser unterwirft in seiner Abhandlung¹²⁾ die Zöllner-Wüllner'sche Theorie der Verbreiterung der Spectrallinien einer scharfen Kritik und stellt derselben die Moleculartheorie gegenüber, welche freilich nur angedeutet, aber noch keineswegs ausgebildet ist.

Der Haupteinwand Kayser's besteht darin, dass man das Entstehen eines Bandenspectrums aus einem Linienspectrum mit an anderen Stellen auftretenden Helligkeitsmaxima nur unter gewissen Annahmen bezüglich der Absorptionscoefficienten und des Einflusses der Temperatur aus der Zöllner-Wüllner'schen Theorie abzuleiten im Stande ist. Ohne solche Annahmen könnten, nach Kayser, Lichtmaxima bei zunehmender Dicke nie verschwinden. Diese Voraussetzungen würden jedoch bei constanter Dicke und Dichte der strahlenden Schicht und bei veränderlicher Temperatur zu solchen Resultaten führen, die man mit den Beobachtungsthatssachen wohl schwerlich in Einklang zu bringen vermöchte.

Was die Moleculartheorie betrifft, so führt sie die Verbreiterung der Spectrallinien unmittelbar auf die während des Stosses der Molecüle erzwungenen Schwingungen zurück. Bei zunehmender Dichte, wenn die Temperatur niedrig genug ist, können weiter die Molecüle sich zu verschiedenen Complexen gruppieren und folglich compliciertere Schwingungen aussenden, wodurch eventuell neben dem Linienspectrum das Bandenspectrum auftreten kann. Das verschiedene Aussehen des Spectrums würde sich also durch eine gegenseitige Einwirkung der Molecüle und durch eine Veränderung derselben erklären lassen.

Wir haben schon erwähnt, dass auch Ebert auf den Zusammenhang zwischen Spectralbreite und erzwungenen Schwingungen aufmerksam gemacht hat.

Einen wichtigen Beleg für diese Moleculartheorie sieht Kayser in den Versuchen von Jannsen¹³⁾ über das Absorptionsspectrum von Sauerstoff. Jannsen untersucht nämlich den Einfluss von Dicke und Dichte auf das Aussehen des Absorptionsspectrums von Sauerstoff und findet, dass Dicke und Dichte nicht mehr unter allen Umständen äquivalent sind, was jedoch gewöhnlich in der Zöllner-Wüllner'schen Theorie vorausgesetzt wird. Nach der Moleculartheorie sollten bei zunehmender Dicke die Absorptionslinien dunkler werden, und zwar soll die Dunkelheit proportional der Dicke wachsen; bei zunehmender Dichte aber, wo also die Bildung von Molecülcomplexen begünstigt wird, muss die Dunkelheit rascher als die Dichte zunehmen, eine Thatssache, die an den Beobachtungen des Bandenspectrums des Sauerstoffs ihre volle Bestätigung findet. Die Beobachtungen von

12) Wied. Ann. 42, p. 310 (1891).

13) C. R. 102, p. 1352 (1886).

Физ.-Мат. ср. 404.

E. Wiedemann¹⁴⁾ über die Durchlässigkeit von Jodlösungen in Schwefelkohlenstoff und Alkohol für Licht deuten ebenfalls auf einen complicierteren Bau des Molecüls bei niedrigen Temperaturen hin. Die Möglichkeit des Auftretens von Molecülcomplexen wird auch kaum bestritten; dieselbe wird ja durch die zahlreichen Beobachtungen über die Veränderlichkeit der Dampfdichten in vollkommen genügender Weise bewiesen.

Die Moleculartheorie giebt also im Grossen und Ganzen in sehr einfacher und befriedigender Weise die Beobachtungsthatssachen wieder, ohne dass wir jedoch einen näheren Aufschluss über das Entstehen dieser erzwungenen Schwingungen erhalten.

Lockyer¹⁵⁾ führt das verschiedene Aussehen des Spectrums auf die Wechselwirkung und Dissociation der Elemente, also wieder auf ähnliche moleculare Vorgänge zurück.

Fasst man das, was hier von den verschiedenen Theorien gesagt ist, zusammen, so sieht man, dass gegen die drei Theorien, welche die Verbreiterung der Spectrallinien auf: 1) die translatorischen Bewegungen der Molecüle (Lippich), 2) die Kirchhoff'schen Gesetze (Zöllner, Wüllner), 3) die Dämpfung beim Ausstrahlen (Lommel, Jaumann) zurückführen, beträchtliche Einwände erhoben werden können. Man wird deshalb auch wohl zugeben müssen, dass durch keine dieser drei Theorien die wahre und *einzige* Ursache der Verbreiterung der Spectrallinien angegeben wird; möglicherweise kann ein Zusammenwirken dieser Ursachen stattfinden und dadurch die etwaige Verbreiterung der Linien begünstigt werden, doch können sie nicht für sich die Hauptrolle in der Erklärung dieser Erscheinung beanspruchen. Ganz anders steht es mit der Moleculartheorie; diese könnte eventuell die verschiedenen Thatssachen in sehr einfacher und ungezwungener Weise darstellen, allein es ist diese Theorie noch gar nicht ausgebildet, obgleich sie höchst wahrscheinlich der Wirklichkeit viel mehr als die übrigen Theorien entspricht.

Im Folgenden sei der Versuch gemacht, die mathematischen Grundlagen dieser Moleculartheorie zu entwickeln, um alsdann die Ergebnisse derselben mit den Beobachtungen zu vergleichen.

Die Grundlage der hier darzulegenden Entwicklungen bildet die electromagnetische Lichttheorie.

Die Spectralanalyse lehrt uns unmittelbar, dass die Molecüle verschiedener Körper bestimmte Lichtschwingungen aussenden, welche durch die

14) Wied. Ann. 41, p. 299 (1890).

15) Studien zur Spectralanalyse pp. 109, 157 und ff. Leipzig (1879). —

Proc. Roy. Soc. 21, p. 287 (1873).

Физ.-Мат. ср. 405.

ihnen entsprechende Periode charakterisiert sind. Nun sind aber nach der electromagnetischen Lichttheorie Lichtschwingungen vollständig identisch mit electromagnetischen Schwingungen, folglich müssen die leuchtenden Molecüle selbst als Erreger von solchen Schwingungen, nach Art eines Hertz'schen Vibrators oder Resonators, betrachtet werden, welchem also eine ganz bestimmte Periode zukommt, die von den charakteristischen Eigenschaften des Resonators selbst unmittelbar abhängt¹⁶⁾. Wir brauchen dabei keine besondere Voraussetzung über die Gestalt eines solchen molecularen Resonators zu machen. Es handelt sich nur darum, bei Anwendung der Principien der electromagnetischen Lichttheorie auf moleculare Gebilde die bekannten Grundgleichungen der electromagnetischen Schwingungen auf die leuchtenden Molecüle selbst zu übertragen.

Bedeute nun C die Capacität unseres electromagnetischen Resonators, L seinen Selbstinductionscoefficienten, R seinen Widerstand, Q die zur Zeit t vorhandene Ladung und $i = -\frac{dQ}{dt}$ die zu diesem Zeitmoment gehörige Stromstärke, so wird bekanntlich zwischen diesen Grössen die folgende Gleichung bestehen:

$$iR = \frac{Q}{C} - \frac{d(iL)}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

Integriert man diese Gleichung, so erhält man, da L als constant anzusehen ist, unter einer gewissen Beschränkung bezüglich der Grösse von R gedämpfte Schwingungen sowohl für die Stromstärke i , wie auch für die Electricitätsmenge Q ¹⁷⁾. Diese Dämpfung, welche von dem Widerstand des Resonators unmittelbar abhängt, steht im inneren Zusammenhang mit der Joule'schen Wärme. Wir wissen freilich recht wenig von dem Bau und den charakteristischen Eigenschaften der Molecüle, doch müssen wir annehmen, dass in denselben keine Joule'sche Wärme auftreten kann, da nach der mechanischen Wärmetheorie die Wärme selbst als die mechanische *Bewegung* der kleinsten Theilchen der Materie aufzufassen ist. In den Molecülen, besser gesagt den Atomen, welche völlig unzerlegbar sein sollen, können also solche Wärmebewegungen garnicht stattfinden, folglich kann auch in denselben keine Joule'sche Wärme sich entwickeln, und wir sind deshalb gezwungen für diesen Fall R einfach gleich Null zu setzen. Diese Annahme enthält nichts neues, sie ist nur eine Anwendung des Wärmebegriffes auf

16) Vergl. z. B. Garbasso und Aschkinass, Wied. Ann. 53, p. 534 (1894).

Lebedew, Wied. Ann. 52, p. 639 (1894).

17) Vergl. z. B. Mascart et Joubert. Leçons sur l'électricité et le magnétisme. T. I, p. 583 (1882).

moleculare Gebilde und findet auch Platz in der Ampère'schen Theorie des Magnetismus. Der Umstand, dass $R = 0$ ist, bedeutet jedoch gar nicht, dass die electromagnetischen Schwingungen ganz ohne Dämpfung erfolgen. Im Gegentheile, es muss nothwendiger Weise, wenn ein solcher Resonator sich selbst überlassen wird, eine Dämpfung stattfinden, aber nicht wegen der Entwicklung von Joule'scher Wärme, sondern in Folge der electromagnetischen Strahlung. Diese Art Dämpfung wird in der Gleichung (1) jedoch gar nicht berücksichtigt, und wir brauchen es auch gar nicht, da wir unsere Betrachtungen nur auf den Fall beschränken, wo das leuchtende Gas sich im thermischen Gleichgewicht befindet, wo also die Dämpfung in Folge der Strahlung durch eine beständige Zufuhr von Energie von irgend einer Quelle, welche wir nicht näher zu untersuchen brauchen, vollständig compensiert wird, also die mittlere electromagnetische Energie der Molecüle selbst als constant betrachtet werden darf.

Aus diesem Grunde können und sogar *müssen* wir von einer Dämpfung vollständig absehen, worauf ich schon bei der Betrachtung der Lommel'schen Theorie aufmerksam gemacht habe. Die Annahme einer solchen Dämpfung ist ja auch gar nicht nothwendig, um eine etwaige Verbreiterung der Spectrallinien zu erklären; die electromagnetische Theorie schreibt in der That, wie wir gleich sehen werden, diese Verbreiterung ganz anderen Ursachen zu.

Setzen wir in der Gleichung (1) $R = 0$ und integrieren dieselbe, so erhalten wir für die Periode τ der electromagnetischen Schwingung die bekannte Thomson'sche Formel

$$\tau = 2\pi\sqrt{CL}.$$

Wir haben die Grösse C als Capacität und L als Selbstinductionscoefficienten bezeichnet, um immer einen physikalischen Begriff vor Augen zu haben; hätte man aber irgend welche Zweifel bezüglich der Richtigkeit dieser Auffassung für sehr rasche electromagnetische Schwingungen¹⁸⁾, so könnte man C und L einfach als zwei charakteristische Constanten des Resonators betrachten, die bei unserer Annahme bezüglich R die Periode der Schwingung vollständig bestimmen.

Da τ sehr klein ist, für die Natronlinie etwa gleich $2 \cdot 10^{-15}$ Sec., so muss auch das Product CL sehr klein sein, wobei wir aber den Betrag von C und L einzeln an dieser Stelle gar nicht zu untersuchen brauchen.

18) Vergl. z. B. Bjerknes, Wied. Ann. 44, p. 81 (1891).

Vaschy, C. R. 119 p. 1198 (1894).

Wäre ein solcher molecularer Resonator allein vorhanden, so würde er Licht von einer ganz bestimmten Wellenlänge aussenden, und wir bekämen ein Spectrum mit einer *scharfen* hellen Linie.

Nun wollen wir aber von jetzt an annehmen, dass wir zwei molecule Resonatoren haben. Dieselben werden sich gegenseitig beeinflussen und zwar um so stärker, je kleiner ihre gegenseitige Entfernung ist¹⁹⁾. Der Allgemeinheit halber wollen wir annehmen, dass dieses zweite Molecül andere Eigenschaften als das erste besitzt; die entsprechenden ihm zugehörigen Grössen seien durch C' , L' , Q' und i' bezeichnet. Zu der Gleichung (1) kommt jetzt noch ein Glied hinzu, welches von der wechselseitigen Einwirkung beider Stromkreise unmittelbar abhängt. Bezeichne man mit M den wechselseitigen Inductionscoefficienten, so erhält man, da eine Entwicklung von Joule'scher Wärme in beiden Kreisen nach dem Vorhergesagten nicht stattfinden kann, folgende zwei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{C} - \frac{d(iL)}{dt} - \frac{d(i'M)}{dt} &= 0 \\ \frac{Q'}{C'} - \frac{d(i'L')}{dt} - \frac{d(iM)}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

In diesen Gleichungen werden directe electrostatische Wirkungen vernachlässigt und ausserdem die molecularen Dimensionen im Vergleich zu der Wellenlänge so klein angenommen, dass man in einem gegebenen Moment in den verschiedenen Theilen des molecularen Resonators die gleiche Stromstärke voraussetzen darf²⁰⁾. Diese kleinen Resonatoren befinden sich fortwährend in fortschreitenden und rotierenden Bewegungen, folglich muss M ebenfalls eine veränderliche Grösse sein und zwar bei relativ gleicher gegenseitiger Lage der Resonatoren einfach eine Function ihrer Entfernung r . Nun erfolgen aber die Lichtschwingungen mit ausserordentlicher Geschwindigkeit, für Natronlicht etwa mit 500 Billionen Schwingungen in der Secunde, und da weiter die mittlere Geschwindigkeit der translatorischen Bewegung der Molecüle nach der kinetischen Gastheorie kaum 3—4 Klm. übersteigen kann, so darf man die Entfernung r während einer ganzen Anzahl von Lichtschwingungen als constant betrachten. Da also M nur von langsam veränderlichen Parametern abhängt²¹⁾, so kann man bei der Integration der Gleichungen (2) M einfach als constant voraussetzen.

19) Der Einfachheit wegen können wir die Molecüle in erster Annäherung als Punktgebilde auffassen und folglich von einer Entfernung der Molecüle sprechen.

20) Die Wellenlänge des violetten Lichtes ist gleich 0,00004 Cm., während die Dimensionen der Molecüle kaum 0,00000001 Cm. übersteigen sollen. (Vergl. F. Exner, Exner's Repertorium XXI, p. 446 (1885)).

21) Vergl. Boltzmann, Vorlesungen über Maxwells Theorie der Elektrizität und des Lichtes. I. Th., p. 14 und ff. (1891).

Differentiiert man unter dieser Annahme beide Gleichungen (2) ein Mal nach t , so erhält man, da L , C und L' , C' wirklich als constante Grössen anzusehen sind, folgende zwei Differentialgleichungen:

$$i + CL \frac{d^2 i}{dt^2} + CM \frac{d^2 i'}{dt^2} = 0 \dots \dots \dots (3)$$

$$i' + C'L' \frac{d^2 i'}{dt^2} + C'M \frac{d^2 i}{dt^2} = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Wollen wir noch der Kürze halber folgende Bezeichnungen einführen:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= CL, & \beta &= CM, \\ \alpha' &= C'L', & \beta' &= C'M. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Aus der Gleichung (3) setzen wir $\frac{d^2 i'}{dt^2}$ in Gleichung (4) ein; es folgt:

$$i' = \frac{1}{\beta} \left[\alpha' i + (\alpha\alpha' - \beta\beta') \frac{d^2 i}{dt^2} \right].$$

Differentiiert man diese Gleichung zwei Mal nach t und bringt das Resultat in die Gleichung (3), so bekommt man folgende Differentialgleichung vierter Ordnung, welche nur eine von den gesuchten Stromstärken enthält:

$$(\alpha\alpha' - \beta\beta') \frac{d^4 i}{dt^4} + (\alpha + \alpha') \frac{d^2 i}{dt^2} + i = 0 \dots \dots \dots (6)$$

Die andere Stromstärke i' muss offenbar einer ganz gleich gestalteten Gleichung genügen, nur dass an Stelle von i jetzt i' zu treten hat.

Setzen wir $i = e^{zt}$, so ergibt sich aus (6):

$$(\alpha\alpha' - \beta\beta') z^4 + (\alpha + \alpha') z^2 + 1 = 0 \dots \dots \dots (7)$$

Hieraus folgt:

$$\begin{aligned} z^2 &= \frac{-(\alpha + \alpha') \pm \sqrt{(\alpha + \alpha')^2 - 4(\alpha\alpha' - \beta\beta')}}{2(\alpha\alpha' - \beta\beta')} \\ &= -\frac{(\alpha + \alpha') \pm \sqrt{(\alpha - \alpha')^2 + 4\beta\beta'}}{2(\alpha\alpha' - \beta\beta')}. \end{aligned}$$

Da $\alpha\alpha' - \beta\beta' = CC'(LL' - M^2)$ immer positiv ist, weil ein wechselseitiger Inductionscoefficient nie den entsprechenden Selbstinductionscoefficienten übersteigen kann, so werden beide Grössen z^2 negativ, folglich alle vier Wurzeln der Gleichung (7) imaginär.

Setzen wir:

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{1}{2(\alpha\alpha' - \beta\beta')} \left[\alpha + \alpha' - \sqrt{(\alpha - \alpha')^2 + 4\beta\beta'} \right] \\ k_2 &= \frac{1}{2(\alpha\alpha' - \beta\beta')} \left[\alpha + \alpha' + \sqrt{(\alpha - \alpha')^2 + 4\beta\beta'} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots (8)$$

und ausserdem noch:

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= \frac{2\pi}{\sqrt{k_1}} \\ \tau_2 &= \frac{2\pi}{\sqrt{k_2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

so ergeben sich die Integrale der Differentialgleichungen (3) und (4) in folgender Gestalt:

$$\left. \begin{aligned} i &= A \sin\left(2\pi \frac{t}{\tau_1} + \varphi_1\right) + B \sin\left(2\pi \frac{t}{\tau_2} + \varphi_2\right) \\ i' &= A' \sin\left(2\pi \frac{t}{\tau_1} + \varphi_1'\right) + B' \sin\left(2\pi \frac{t}{\tau_2} + \varphi_2'\right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

wo $A, A', B, B', \varphi_1, \varphi_1', \varphi_2$ und φ_2' gewisse Constanten sind, auf deren physikalische Bedeutung und deren Zusammenhang wir hier nicht näher einzugehen brauchen.

Wäre zwischen beiden Resonatoren keine Wechselwirkung vorhanden, wäre also $M = 0$, so würde das erste Molecül Licht von der Schwingungsdauer $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$, das zweite von der Schwingungsdauer $\tau' = 2\pi\sqrt{C'L'}$ aussenden. In Wirklichkeit aber werden beide Resonatoren sich gegenseitig beeinflussen, in Folge wessen jetzt erzwungene Schwingungen auftreten und die eigene Schwingungsperiode (im freien Zustande) jedes Resonators etwas abgeändert wird: τ verwandelt sich in τ_1 und τ' in τ_2 . Ausserdem wird jedes Molecül Licht nicht mehr von einer einzigen bestimmten Wellenlänge aussenden, sondern es treten für jedes Molecül zwei Spectrallinien auf, welche den erzwungenen Schwingungsperioden τ_1 und τ_2 entsprechen.

Wir haben bis jetzt vorausgesetzt, dass die beiden von uns betrachteten molecularen Resonatoren verschiedene Eigenschaften besitzen. Nun sind aber für unseren Zweck am wichtigsten die Vorgänge in einem einfachen, aus gleich gebauten Molecülen bestehenden Gas, und wollen wir also von jetzt an diese vereinfachende Voraussetzung einführen und dem entsprechend $C = C'$ und $L = L'$ setzen.

Man könnte wohl glauben, dass in diesem Falle auch $\tau_1 = \tau_2$ wäre; das ist jedoch gar nicht der Fall, wie wir sofort sehen werden.

Setzt man $C = C'$ und $L = L'$, so folgt aus den Gleichungen (5), dass $\alpha = \alpha'$ und $\beta = \beta'$ ist und ausserdem aus den Gleichungen (8)

$$k_1 = \frac{1}{\alpha + \beta}$$

und

$$k_2 = \frac{1}{\alpha - \beta}.$$

Folglich werden mit Rücksicht auf die Gleichungen (9)

$$\tau_1 = 2\pi\sqrt{C(L + M)},$$

$$\tau_2 = 2\pi\sqrt{C(L - M)}.$$

Es ergibt sich also, dass, obgleich beide Molecüle ganz identische Eigenschaften besitzen, durch die gegenseitige Einwirkung derselben doch erzwungene Schwingungen hervorgerufen und die eigenen Schwingungsperioden abgeändert werden, und zwar wird jedes Molecül zwei Schwingungen aussenden; für die eine derselben wird die Schwingungsdauer grösser, für die andere kleiner als die freie eigene Schwingungsperiode $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$.

Es folgt hieraus, dass unter der gegenseitigen Einwirkung zweier Molecüle die zur Schwingungsdauer τ gehörige Spectrallinie in zwei Linien zerfallen muss, welche auf beiden Seiten der ursprünglichen Linie liegen und deren Entfernung um so grösser wird, je grösser M , je kleiner also die Entfernung der Molecüle selbst wird.

Nun lässt es sich aber weiter zeigen, dass, wenn man zwei gleichartige Molecüle betrachtet, wo also $\alpha = \alpha'$ und $\beta = \beta'$ wird, die Gleichungen (10), welche die Stromstärken in beiden Kreisen darstellen, eine bedeutende Vereinfachung erfahren. Es wird nämlich in diesem Falle

$$A' = A$$

und

$$B' = -B,$$

wobei B im Allgemeinen, d. h. für nicht zu kleine Entfernungen r der Molecüle, bedeutend kleiner als A ausfällt.

Auf den Beweis dieses Satzes möchte ich in dieser Abhandlung weiter nicht eingehen.

Es folgt hieraus, dass die beiden Linien, in welche die ursprüngliche Linie wie oben gesagt zerfällt, nicht gleiche Intensitäten besitzen. Diejenige Schwingung, für welche die Periode $\tau_1 > \tau$ wird, also die entsprechende Linie gegen das rothe Ende des Spectrums verschoben wird, fällt näm-

lich im Allgemeinen viel intensiver aus, als diejenige, welche einer kleineren Wellenlänge entspricht.

Übertragen wir diese Betrachtungen auf ein Gas, welches aus einer sehr grossen Anzahl gleichgebauter Molecüle besteht, wobei die mittlere Entfernung zweier benachbarten Molecüle so gross ist, dass wir ihren gegenseitigen Einfluss vernachlässigen können, so muss, wenn thermisches Gleichgewicht hergestellt ist, Folgendes eintreten. Wenn irgend zwei Molecüle während ihrer Bewegung einander genügend nahe kommen, so werden in ihnen erzwungene Schwingungen wachgerufen, die bei fortwährend sich änderndem r alle möglichen Doppelperioden durchlaufen werden: von τ_1 und τ_2 gleich τ , was einer grossen Entfernung der Molecüle entspricht, bis zu den Grenzwerten, die τ_1 und τ_2 annehmen können und welche der kleinsten Entfernung zwischen den Molecülen entsprechen, die bei der Bewegung derselben unter den herrschenden Druck- und Temperaturverhältnissen überhaupt vorkommen kann. Da wir es hier mit einer grossen Anzahl von Molecülen zu thun haben, die fortwährend in ihre gegenseitige Wirkungssphäre treten und dieselbe verlassen, so können diese erzwungenen Schwingungen durch Superposition eine gewisse Intensität erlangen und wahrnehmbar sein, was eine Verbreiterung der entsprechenden Spectrallinie zur unmittelbaren Folge haben wird. Die Breite einer Spectrallinie ergibt sich somit als eine nothwendige Folge der gegenseitigen Einwirkung der sich bewegenden Gasmolecüle, wobei man bei diesen Betrachtungen von irgend welcher Dämpfung vollständig absehen kann.

Die hier dargestellte Theorie bietet nicht nur eine Erklärung für die Breite einer Spectrallinie, sondern sie giebt auch andere diese Erscheinung betreffende Thatsachen wieder.

Erstens, was eine Asymmetrie in der Verbreiterung der Spectrallinien betrifft, so sieht man leicht ein, dass im Allgemeinen in Folge der Kleinheit von B im Vergleich zu A diejenigen erzwungenen Schwingungen, welche eine grössere Schwingungsdauer als τ haben, viel intensiver ausfallen werden, was zur Folge eine mehr hervortretende Verbreiterung der Spectrallinie im Allgemeinen nach dem weniger brechbaren Theil des Spectrums haben wird, was mit der Beobachtung in voller Übereinstimmung steht. Es sind bekanntlich aber Ausnahmen vorhanden, wo eine Spectrallinie sich mehr nach der Seite der kleineren Wellen ausbreitet, welcher Fall von dieser Theorie ebenfalls berücksichtigt wird, da unter Umständen B grösser als A ausfallen kann.

In Bezug auf die Wirkung einer Temperaturerhöhung ergibt sich ferner Folgendes. Je höher die Temperatur steigt, desto grösser wird die mittlere fortschreitende Geschwindigkeit der Molecüle; bei constanter Dichte

werden folglich auch die Molecüle öfters zusammentreffen, die Intensität des von den erzwungenen Schwingungen herrührenden Lichtes wird also zunehmen, und es wird ausserdem bei der höheren Temperatur auch die Energie der Strahlung grösser sein. Beide Ursachen begünstigen die wahrnehmbare Verbreiterung der Linien, denn die verschiedenen emittierten Schwingungen, welche theilweise sehr schwach sein können, nehmen jetzt an Helligkeit zu. Ausserdem können noch bei grösseren Geschwindigkeiten die Molecüle eventuell tiefer in ihre gegenseitigen Wirkungssphären hineingerathen, was schon eine directe Verbreiterung der Spectrallinien herbeiführen wird. Alle diese Folgerungen der Theorie stehen mit den Beobachtungsthatfachen in keinem Widerspruch.

Der Einfluss der Dichte ist nach dieser Theorie ebenfalls leicht voraus-
zusehen.

Denkt man sich um irgend ein Molecül des Gases eine Kugel vom Radius r beschrieben, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein anderes Molecül in diese Kugel hineintritt, um desto grösser, je grösser der Radius r ist; für sehr kleine r ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Entfernung zwischen zwei sich zusammentreffenden Molecülen unter r sinkt, ebenfalls sehr gering; da aber die Intensität in den verschiedenen Theilen einer ausgebreiteten Spectrallinie wesentlich davon abhängt, wie viel Molecüle die zu diesen Theilen gehörigen Schwingungen aussenden, so muss die Helligkeit gegen die Ränder einer Spectrallinie allmählig abnehmen. Lässt man jetzt den Druck, welchem das Gas ausgesetzt ist, also die Dichte desselben grösser werden, so wird die Anzahl Molecüle, welche bei ihren Bewegungen sich bis auf die Entfernung r nähern, also bestimmte Schwingungen aussenden, immer grösser werden; folglich müssen verschiedene Theile der Spectrallinie, welche früher unsichtbar waren, jetzt zum Vorschein kommen, was eine weitere Verbreiterung der Spectrallinie zur Folge haben wird in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungsthatfachen. Also je grösser die Dichte des Gases ist, desto breiter wird die entsprechende Spectrallinie.

Setzt man die Compression des Gases weiter fort, so können neue Erscheinungen hervortreten. Es können nämlich bei starken Compressionen Molecularcomplexe sich bilden, insbesondere bei niedrigen Temperaturen, welche das Zusammenballen der Molecüle begünstigen; auf jeden Fall wird durch Vermehrung der Dichte die Anzahl von Molecularcomplexen, welche höchst wahrscheinlich in grösserem oder geringerem Maasse immer in einem Gas vorhanden sind, jetzt in der Volumeneinheit des betrachteten Gases grösser werden. Nun muss aber, wenn zwei Molecüle sich zu einem Molecularcomplex vereinigt haben, ihre gegenseitige Entfernung recht klein sein, folglich müssen die erzwungenen Schwingungen in einem solchen Com-

plex in recht bedeutender Weise von den Schwingungen im freien Zustand abweichen; es werden also ganz neue Linien auftreten können, welche von einer Veränderlichkeit der Molecüle selbst bedingt sind, eine Thatsache, welche nach Kayser und anderen im unmittelbaren Zusammenhang mit der Entstehung des Bandenspectrums steht.

Setzt man die Compression noch weiter bis zu den äussersten Grenzen fort, so wird der mittlere Abstand benachbarter Molecüle schon so klein, dass man die wechselseitige Einwirkung derselben nicht mehr vernachlässigen darf. Es müssen dann höchst complicierte Vorgänge stattfinden: die Molecüle werden sich gegenseitig beeinflussen, massenhafte erzwungene Schwingungen hervorrufen, die Spectrallinien breiten sich dabei noch weiter aus, ausserdem werden neue Molecularcomplexe sich bilden und im Resultate scheint es, als ob im Spectrum alle Schwingungen vorhanden wären, d. h. wir bekommen ein continuirliches Spectrum. Nach dieser Auffassungsweise, welche freilich nichts neues enthält, muss also ein sehr stark comprimiertes Gas und aus denselben Gründen ein glühender fester Körper ein continuirliches Spectrum aussenden.

Wir sehen also, dass die verschiedenen Erfahrungsthatfachen bezüglich der Verbreiterung der Spectrallinien durch diese Theorie der molecularen Resonatoren in ganz befriedigender Weise wiedergegeben werden ²²⁾).

Diese ganze Theorie muss jedoch offenbar nur gewissermaassen als eine erste Annäherung an die Wirklichkeit angesehen werden, da wir der Einfachheit wegen von vornherein vorausgesetzt haben, dass unser freier molecularer Resonator nur Schwingungen von einer einzigen Periode $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$ auszusenden vermag; in der That aber senden auch verdünnte Gase mehrere Linien aus. Diese Vereinfachung hat jedoch keine wesentliche Bedeutung, so dass sie die Allgemeinheit der hier dargelegten Betrachtungen kaum beeinträchtigt ²³⁾, da es uns hauptsächlich nur darauf ankam, die Erscheinung der Verbreiterung *irgend einer* aber doch völlig bestimmten Spectrallinie und die diese Verbreiterung bedingenden Umstände theoretisch etwas näher zu verfolgen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1) Von den verschiedenen zur Erklärung der Verbreiterung der Spectrallinien vorgeschlagenen Theorien ist die Moleculartheorie vorzuziehen, denn gegen die Theorien, welche sich auf das Doppler-Fizeau'sche Princip,

²²⁾ Man sehe auch Ebert, Wied. Ann. 34, pp. 89 und 90 (1888).

²³⁾ Vergl. Lommel, Wied. Ann. 3, p. 267 (1878).

auf die Kirchhoff'schen Gesetze und auf die Dämpfung der Strahlung stützen, können erhebliche Einwände gemacht werden.

2) Die Moleculartheorie gestattet eine Ausbildung auf electromagnetischer Grundlage (Theorie der molecularen Resonatoren).

3) Die Verbreiterung der Spectrallinien ist eine Folge der erzwungenen Schwingungen, welche bei dem Zusammentreffen der beweglichen Molecüle wachgerufen werden.

4) Die verschiedenen, auf die Verbreiterung der Spectrallinien sich beziehenden Thatsachen, wie: 1) die asymmetrische Verbreiterung der Linien, 2) der Einfluss der Temperatur und 3) der Einfluss des Druckes, lassen sich aus der angeführten Theorie unmittelbar folgern und zwar in voller Übereinstimmung mit den Resultaten der directen Beobachtungen.

